

*Т.Н. Мищенко, канд. техн. наук; В.А. Браташ, Н.А. Костин, д-ра техн. наук.
(Украина, Днепропетровск, Днепропетровский национальный университет железнодорожно-
го транспорта имени академика В. Лазаряна)*

ПОТЕРИ МОЩНОСТИ ОТ ГИСТЕРЕЗИСА И ВИХРЕВЫХ ТОКОВ В МАГНИТОТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛАХ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ ДЛЯ ТЯГОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

1. Введение. Условия исследований

В последние годы во всем мире наблюдается активный интерес к электрическим машинам с постоянными магнитами. Например, ряд ведущих зарубежных производителей электроподвижного состава в Японии, Германии, России рассматривают в качестве тягового двигателя синхронный двигатель с возбуждением от постоянных магнитов, который имеет КПД и коэффициент мощности в широком диапазоне частот [1]. Кроме этого, использование постоянных магнитов как возбудителей считается перспективным направлением в создании генераторов для ветроэнергетики [2]. Блок высококоэрцитивных постоянных магнитов является также одним из основных узлов высокоскоростного магнитолевитирующего транспортного средства с линейным синхронным двигателем [3].

Как известно, постоянные магниты изготавливают из магнитотвердых материалов, наиболее распространенными из которых являются литые сплавы на основе систем Fe-Co-Ni-Al (типа ЮНДК) [4]. Магнитотвердые материалы после намагничивания должны создавать внешнее магнитное поле, по возможности, не чувствительное к различным возбуждающим факторам. Для обеспечения этого всякий постоянный магнит перед его установкой в устройство подвергают дополнительному процессу стабилизации, после которого увеличивается его сопротивляемость уменьшению создаваемого магнитного потока. Наиболее часто осуществляют структурную или магнитную стабилизацию. Первая заключается в термической обработке, а вторая – в воздействии внешнего переменного электромагнитного поля, после чего магнит становится более устойчивым к влиянию внешних полей, а также температурных и механических воздействий. С учетом вышеизложенного, в работе рассматривают теоретические аспекты и результаты термоэлектромагнитной обработки образцов из сплава ЮНДК 24.

Для обработки образцов постоянных магнитов применяли токи повышенной частоты (1–5 кГц). Индуцируемые в ферромагнетике вихревые токи нагревают образец, изменяя его электрические и магнитные свойства. Мощность потерь от гистерезиса и вихревых токов определяли на основании расчетов распределения электромагнитного поля по сечению образца. Для этого использовали интерполяционную модель гистерезиса, а в качестве исходных данных брали семейство симметричных петель гистерезиса и кривых возврата. Такие характеристики получены на установке для испытания магнитных материалов индукционно-импульсным методом или путем непрерывной записи кривых $B = f(H)$. На рис. 1 приведено семейство симметричных петель гистерезиса и

кривых возврата для необработанного в магнитном отношении сплава ЮНДК 24.

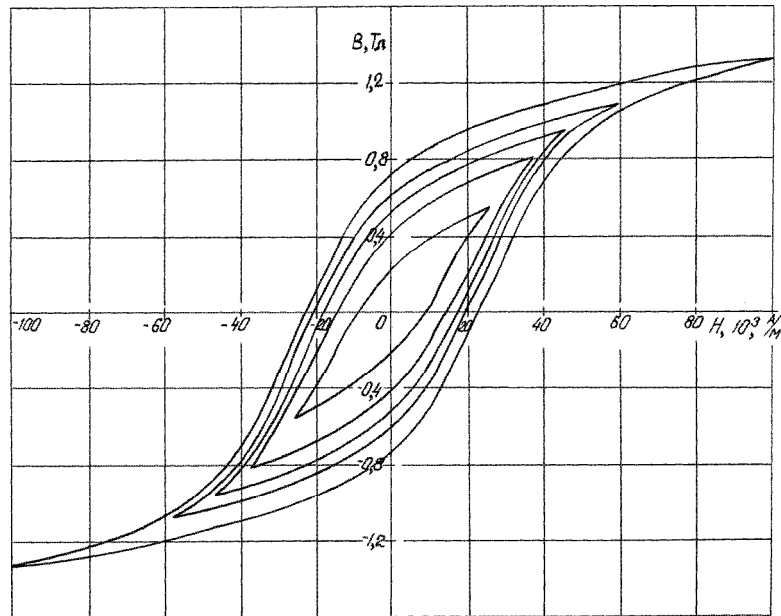


Рис. 1. Семейство симметричных петель гистерезиса и кривых возврата сплава ЮНДК 24

Это семейство включает в себя предельную петлю и 4 симметричных частных цикла. Для характеристики несимметричного перемагничивания рассмотрено 8 кривых возврата. Первая из них соответствует восходящей ветви предельной петли гистерезиса.

Удельная электрическая проводимость сплава $\pi = 2,28 \cdot 10^6$ См/м (при температуре $t = 20^\circ\text{C}$). Увеличение сопротивления от температуры нагрева представлено линейной зависимостью с температурным коэффициентом сопротивления $0,004$ Ом/ $^\circ\text{C}$. При расчетах также считаем, что в интервале температур от 20° до 600°C при индукционном нагреве образцов их магнитные свойства не изменяются, а от 600°C и до точки Кюри (850°C для сплава ЮНДК 24) дифференциальная магнитная проницаемость уменьшается линейно до значения проницаемости вакуума. Такое допущение приближенно соответствует графику зависимости магнитной проницаемости ферромагнетика от температуры.

Конечной целью данной работы является определение средних удельных (на единицу объема) потерь мощности уединенного цилиндрического образца магнитотвердого материала, помещенного в индуктор, который питается синусоидальным током повышенной частоты.

2. Теоретический расчет потерь мощности

Используя понятие вектора Пойнтинга $\dot{\vec{P}}$, рассчитаем мощность потерь в ферромагнитном цилиндре. Как известно, вектор $\dot{\vec{P}}$ плотности потока мощности в электромагнитном поле определяется соотношением

$$\dot{\Pi} = \dot{E} \times \dot{H}.$$

Обратимся к уравнениям Максвелла в квазистатике

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \dot{H} &= \nabla \dot{E}, \\ \operatorname{rot} \dot{E} &= -\frac{\partial \dot{B}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1)$$

Умножим скалярно первое уравнение на \dot{E} и вычтем из него второе, умноженное на \dot{H} . Тогда

$$\dot{E} \operatorname{rot} \dot{H} - \dot{H} \operatorname{rot} \dot{E} = \nabla \dot{E}^2 + \dot{H} \frac{\partial \dot{B}}{\partial t}.$$

Преобразуем последнее выражение в дифференциальную форму – теорему Пойтинга. Запишем

$$-\operatorname{div}(\dot{E} \times \dot{H}) = \nabla \dot{E}^2 + \dot{H} \frac{\partial \dot{B}}{\partial t}$$

или

$$-\operatorname{div} \dot{\Pi} = \nabla \dot{E}^2 + \dot{H} \frac{\partial \dot{B}}{\partial t}.$$

В интегральной форме эта теорема имеет вид

$$-\oint_S (\dot{E} \times \dot{H}) dS = -\oint_S \dot{\Pi} dS = \int_V \nabla \dot{E}^2 dV + \int_V \dot{H} \frac{d\dot{B}}{dt} dV = \frac{\partial W_{\Gamma}}{\partial t} + \frac{\partial W_{\text{M}}}{\partial t} \quad (2)$$

где первое слагаемое выражает необратимые потери (преобразование в другие виды энергии), а второе – скорость возрастания энергии магнитного поля.

В случае гистерезисной зависимости $B = f(H)$ энергия, затраченная на перемагничивание ферромагнетика, определяется законом Варбурга [5].

$$\oint H dB = \int_{-B_m}^{+B_m} H dB + \int_{+B_m}^{-B_m} H dB = W_{\Gamma}, \quad (3)$$

где W_{Γ} – энергия, теряемая на гистерезис за один цикл в единице объема.

Удельная (единицы объема) мощность потерь на перемагничивание ферромагнетика.

$$P_{\Gamma} = \frac{\partial W}{\partial t} = H \frac{\partial B}{\partial t}. \quad (4)$$

Таким образом, мощность потерь при перемагничивании ферромагнетика состоит из мощности потерь от вихревых токов $P_{\text{в}}$ и от гистерезиса P_{Γ} .

Мощность потерь от вихревых токов определяется как

$$P_{\text{в}} = \frac{1}{T} \int_V dV \int_0^T \pi \mathbf{E}^2 dt.$$

Это выражение для объема единицы длины цилиндра можно представить в виде конечных сумм, т.е.

$$P_{\text{в}} = \frac{\omega_l}{8m} \sum_{i=0}^{n-1} (r_i + r_{i+1})(\pi_i + \pi_{i+1}) \cdot \sum_{j=1}^m (E_i^j + E_{i+1}^j)^2. \quad (5)$$

Потери мощности от гистерезиса определяются площадью петли гистерезиса на каждом цикле перемагничивания. Мощность потерь как энергия в единицу времени для всего объема ферромагнетика вычисляется по формуле

$$P_{\Gamma} = f \int_V dV \oint H dB.$$

Мощность потерь за один цикл перемагничивания единицы объема ферромагнетика (по предельному или другому замкнутому циклу)

$$P'_1 = \oint H dB \cong \sum_{j=1}^m H^{j+1/2} \cdot \Delta B.$$

При симметричном перемагничивании площадь одного гистерезисного цикла (удельные потери)

$$P'_1 = \sum_{j=1}^{m/2} (H_q^j + H_q^{j-1})(B_q^j - B_q^{j-1}), \quad (6)$$

где H_q , B_q – значения напряженности поля и соответствующей ей индукции на симметричной q -й петле гистерезиса.

Площадь петли в этом случае находится как удвоенная сумма элементарных площадок $H_{\text{ср}} \times \Delta B$ (рис. 2) за полпериода.

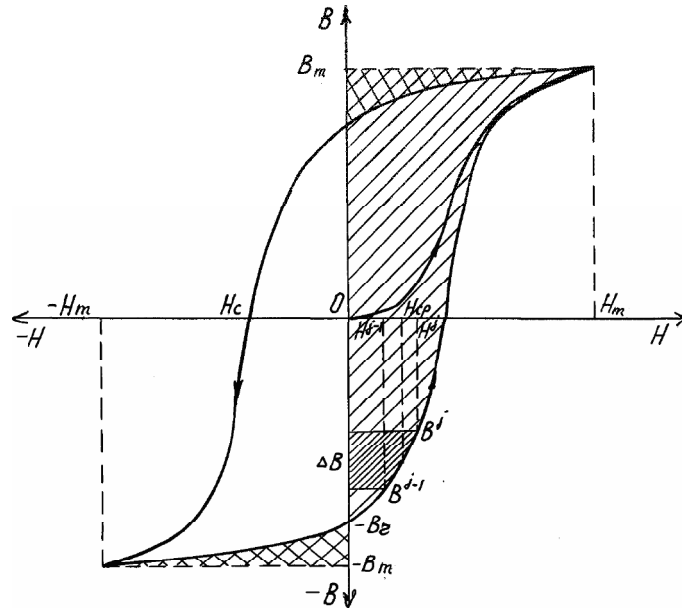


Рис. 2. Симметричная q -ая петля гистерезиса

Если считать начальную фазу намагничивающего поля равной нулю, то площадь вычисляется от $-B_r$ до $+B_r$. При этом площадь от $-B_r$ до $+B_m$ имеет положительный знак, а от $+B_m$ до $+B_r$ — отрицательный, погашая избыточную часть площади $\sum H_{cp} \cdot \Delta B$ при увеличении B до B_m (на рис. 2 этот участок заштрихован кривой сеткой). Если же гистерезисный цикл начинается с начальной кривой намагничивания ($H_H = 0$, $B_H = 0$), то площадь первого цикла следует определить по формуле:

$$P'_{01} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{m/4} (H_H^j + H_H^{j-1}) (B_H^j - B_H^{j-1}) + \frac{1}{2} \sum_{j=m/4+1}^m (H_q^j + H_q^{j-1}) (B_q^j - B_q^{j-1}), \quad (7)$$

где H_H , B_H — координаты точек начальной кривой намагничивания.

Мощность потерь на единицу объема при частоте перемагничивания f циклов в одну секунду

$$P' = \frac{1}{2} \left[\sum_{j=1}^{m/4} (H_H^j + H_H^{j-1}) (B_H^j - B_H^{j-1}) + \sum_{j=m/4+1}^m (H_q^j + H_q^{j-1}) (B_q^j - B_q^{j-1}) \right] + (f-1) \sum_{j=1}^{m/2} (H_q^j + H_q^{j-1}) (B_q^j - B_q^{j-1}). \quad (8)$$

На объем единицы длины цилиндра потери от гистерезиса

$$P_{\Gamma} = 2 \omega h \sum_{i=0}^{n-1} \left(r_{i+1/2} \cdot P'_{i+1/2} \right)$$

или при симметричном перемагничивании с частотой f по предельной петле:

$$P_{\Gamma} = \frac{\omega h f}{2} \left\{ \sum_{i=0}^{n-1} (r_i + r_{i+1}) \left[\sum_{j=1}^m \left(H_{i+1/2}^j + H_{i+1/2}^{j-1} \right) \left(B_{i+1/2}^j - B_{i+1/2}^{j-1} \right) \right] \right\}. \quad (9)$$

Найденные потери от гистерезиса по формуле (8) или (9) и от вихревых токов по (5) предполагают необходимость определения напряженностей электромагнитного поля в сечении цилиндра. Поле в уединенном цилиндрическом образце, помещенном в кассету, создается индуктором и считается плоскопараллельным и осесимметричным. В этом случае поставленная задача сводится к решению системы двух одномерных скалярных уравнений Максвелла в частных производных:

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial r} &= -\pi E, \\ \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(rE)}{\partial r} &= -\sum_{\text{д}} \frac{\partial H}{\partial t}, \\ R_0 &\leq r \leq R_e, \end{aligned} \quad (10)$$

где r – пространственная координата цилиндрической системы координат, ось z которой совмещена с осью цилиндра;

R_0 , R_e – внутренний и внешний радиусы цилиндра соответственно.

Граничное условие на внутренней поверхности цилиндра вытекает из равенства касательных составляющих напряженностей электрического и магнитного полей на границе раздела сред, т.е.

$$H_0 = H^0, E_0 = E^0 \text{ при } r = R_0, \quad (11)$$

где H_0 , E_0 и H^0 , E^0 – напряженности магнитного и электрического полей на внутренней поверхности цилиндра со стороны ферромагнетика (проводящего слоя) и воздуха соответственно.

3. Результаты расчетов и их анализ

Численные расчеты потерь мощности были выполнены для сплошного ферромагнитного цилиндра из сплава ЮНДК 24 радиусом $R_e = 10$ мм. Графики мгновенных мощностей потерь от вихревых токов и гистерезиса при воздействии синусоидального поля изображены на рис. 3.

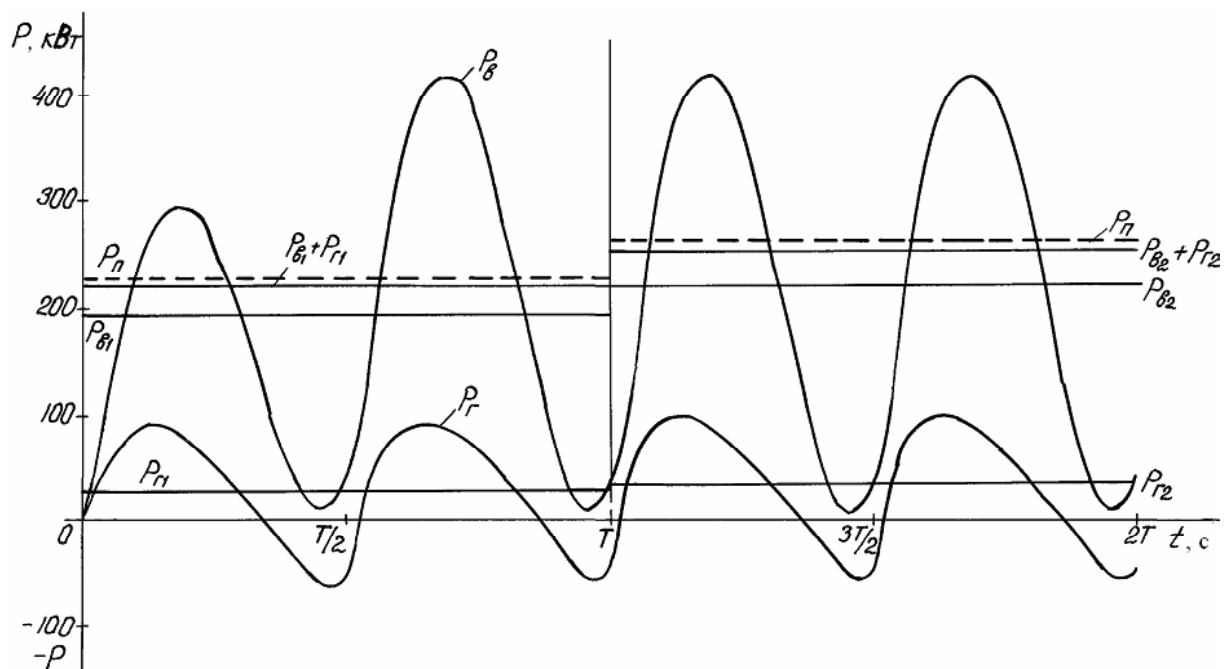


Рис. 3. Зависимость мгновенных потерь мощности от вихревых токов P_B и гистерезиса P_G

Получено, что потери от гистерезиса составляют, примерно, 12–20 % от общих потерь, а от вихревых токов – 80...88 %.

Удельные мощности потерь были получены для «среднего» (удельного) образца, помещенного в кассету индуктора, в предположении, что магнитное поле в кассете равномерно. В таблице приводятся удельные (на единицу длины цилиндра) потери от гистерезиса P_G и вихревых токов P_B , а также средние за период значения вектора Пойнтинга $P_{П} = P_G + P_B$ при симметричном перемагничивании образца при частоте $f = 1$ и $2,5$ кГц.

Удельные потери мощности при разной частоте

$t, ^\circ\text{C}$	$H_m \approx 100 \text{ кА/м}$		
	$P_G, \text{ кВт/м}$	$P_B, \text{ кВт/м}$	$P_{П}, \text{ кВт/м}$
$f \approx 1 \text{ кГц}$			
20	10,5	38,5	50,0
100	12,5	44,3	57,5
200	13,7	47,8	62,1
400	15,7	50,2	67,3
600	17,4	51,5	71,0
$f \approx 2,5 \text{ кГц}$			
20	16,8	65,5	85,0
100	18,7	71,0	92,5
200	19,2	73,7	94,5
400	21,2	76,1	98,7
600	22,8	78,0	101,2

4. Заключение

Проведенные численные эксперименты по определению удельных мощностей потерь от вихревых токов и гистерезиса позволяют заключить, что для индукционного нагрева при термомангнитной обработке постоянных магнитов из сплава ЮНДК 24 наилучший эффект достигается при частоте $f = 2,5$ кГц. С повышением температуры нагрева промагниченность образца улучшается.

Полученные для $f = 1-5$ кГц согласно таблице удельные мощности потерь от гистерезиса и вихревых токов позволяют достаточно просто находить температуру нагрева образца в зависимости от выделяемой мощности и, следовательно, могут служить основой для тепловых расчетов при индукционном нагреве образцов постоянных магнитов.

Список литературы

1. Методика расчета синхронного двигателя с возбуждением от постоянного магнитов. / Б.Г. Любарский, Т.В. Парфенюк, А.В. Демидов и др.// Тез. докл. 70-й междунар. конф. «Проблемы и перспективы развития железнодорожного транспорта». –Д.: 2010. – С. 93-94.
2. Новиков В.Ф., Зайцев Н.Н., Восковойник В.Э. Экспериментально-расчетное определение потокосцепления электромеханического преобразователя с постоянными магнитами круговой конструкции.// Тез. докл. 70-й междунар. конф. «Проблемы и перспективы развития железнодорожного транспорта». – Д.: 2010. – С. 100-101.
3. Новиков В.Ф., Бурьлов С.В., Восковойник В.Э., Дзензерский В.А. Исследование зависимости потокосцепления блока постоянных магнитов с катушкой от длины последней // Зб. наук. праць ДНУЗТ. Транспорт. – 2006. – Вип. 10. – С. 232-235.
4. Электротехнический справочник: В 3-х т./ Под общ.ред. В.Г. Герасимова, П.Г. Грудинского, Л.А. Жукава и др. – М.: Энергия, 1980. – Т. 1. – 519 с.
5. Поливанов К.М. Теоретические основы электротехники. – М.: Наука, 1971. – 346 с.